第 41 卷　第 4 期
2023 年 12 月

天 文 学 进 展
PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol. 41,　No. 4
Dec., 2023

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2023.04.01

恒星级双黑洞自旋研究进展

陆 地[1,2]，陈智威[1,2]，闫昌硕[1,2]，陆由俊[1,2]

(1. 中国科学院 国家天文台，北京 100021；　2. 中国科学院大学 天文与空间科学学院，北京 100049)

摘要： 自 2015 年以来，人们已经探测到 93 例恒星级双黑洞并合引力波事件，测量了双黑洞质量、自旋和距离等参数，并获得了其统计分布。不同双黑洞起源机制产生的双黑洞性质分布，特别是自旋分布，会显著不同，其可用来限制双黑洞起源。简单回顾了双星演化和动力学相互作用等双黑洞形成机制及自旋来源；综述了利用自旋限制双黑洞起源的一般方法和常见模型，以及利用 LIGO/Virgo 引力波数据取得的相关进展，并对未来发展前景进行了展望。

关　键　词： 引力波天文学；引力波源；黑洞

中图分类号： P145.8　　　　**文献标识码：** A

1　引　言

LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) 于 2015 年首次探测到来自于宇宙中遥远的由双黑洞并合产生的引力波事件 GW150914。这标志着人类不仅可以通过电磁信号来了解宇宙，还可以通过引力波信号对宇宙进行观测[1−4]。引力波的观测为人类认识宇宙提供了一个崭新的窗口。双中子星并合引力波事件 GW170817 及其电磁对应体的发现则带领人类走进多信使天文学的全新纪元。从此，人们可以开始结合不同信使从不同角度协同研究宇宙中重要的物理过程，例如致密星的形成和演化、中子星的内部结构和状态方程、引力波的传播等[5]。

迄今为止，LIGO-Virgo 项目合作组已经在激光干涉实验中探测到 93 例引力波事件[6]。相比于中子星，黑洞的质量相对较大，产生的引力波信号较强。因此，绝大多数的引力波信号都来自于恒星级双黑洞 (stellar-mass binary black holes，以下简称双黑洞) 的并合过程。理论上，这些双黑洞一般可以通过以下几种机制产生：(1) 大质量孤立双星演化机制 (evolution of massive binary stars，即 EMBS channel)；(2) 致密星场中的动力学相互作用

收稿日期： 2023-01-31；　**修回日期：** 2023-04-23

资助项目： 国家自然科学基金 (11690024, 11991052)；国家重点研发计划 (grant no. 2020YFC2201400)

通讯作者： 陈智威，chenzhiwei171@mails.ucas.ac.cn

机制 (dynamical channel)；(3) 活动星系核/大质量黑洞协助形成机制 (AGN/MBH-assisted channel)；(4) 原初黑洞 (primary black hole channel，即 PBH channel)。不同的演化机制产生的双黑洞的内禀物理参数和其他一些外部参数分布不同[7−9]。

引力波的探测为我们提供了一个研究这些机制的独立方法。双黑洞并合的引力波时序信号可以测出双黑洞的诸多物理参数 (包括质量、自旋、光度距离等)。随着引力波探测的推进，双黑洞并合样本会越来越大，由此可以获得双黑洞的物理参数和一些外部参数的统计分布以及不同参数间的关联性质。这些统计性质将会极大地帮助我们理解黑洞这种宇宙中最奇异的致密天体的物理性质和双黑洞的形成演化。通过分析最新的 O3 引力波数据，可以推导较准确的双黑洞的质量和自旋统计分布以及自旋-质量关系等[10,11]。不同机制产生的双黑洞的质量和自旋分布、自旋-质量关系等可能存在很大的差异。目前，对于双黑洞质量和自旋分布的测定和分析将可以对其起源机制进行有效的限制，从而区分它们并限定不同起源对观测到的双黑洞并合事件的贡献。其中，利用双黑洞自旋分布限制双黑洞起源成为近年来的热点，已有一些工作就此展开了深入的研究[7−9]。一方面，不同机制产生的双黑洞自旋分布特别是等效自旋分布可以由引力波探测样本较为准确地确定；另一方面，不同机制产生的双黑洞组分之间自旋的相对方向分布差异明显，理解上简单直观。

本文将重点对恒星级双黑洞的自旋研究限制其起源机制进行综述，并展望未来发展。本文的结构如下：在第 2 章将简要介绍黑洞的基本信息，包括单黑洞的形成过程以及黑洞自旋的来源等；在第 3 章，我们将介绍恒星级双黑洞的不同形成机制以及对应理论预言的与自旋相关的信息；第 4 章介绍如何通过自旋分析的方法限制双黑洞的起源机制，包括贝叶斯参数估计方法，LIGO-Virgo 探测到的致密双星并合样本 GWTC 数据简介，单参数和多参数的自旋模型等；第 5 章将给出简要的总结，并展望未来双黑洞自旋研究。

2 黑洞基本信息介绍

根据广义相对论，致密天体附近的时空背景由爱因斯坦场方程描述：

$$G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu} \quad , \tag{1}$$

其中，$G_{\mu\nu}$ 为爱因斯坦张量，$T_{\mu\nu}$ 为描述物质分布的能动张量，κ 为一常数。1916 年，卡尔·史瓦西 (Karl Schwazschild) 给出了爱因斯坦场方程的第一个严格真空解，即史瓦西度规：

$$\mathrm{d}s^2 = -\left(1 - \frac{2M}{r}\right)\mathrm{d}t^2 + \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1}\mathrm{d}r^2 + r^2(\mathrm{d}\theta^2 + \sin^2\theta\mathrm{d}\phi^2) \quad , \tag{2}$$

其中 M 为黑洞质量 ($G/c^2 = 1$)。史瓦西度规在 $r = 2M$ 处有奇异性，因为引力红移效应的存在，观测者永远无法接收到这一位置的光源所发出的光子。1958 年，大卫·芬克尔司坦 (David Finkelstein) 将 $r < 2M$ 的区域解释为密度如此之高，以至于任何东西都无法逃离的区域。1967 年，约翰·A·惠勒 (John A· Wheeler) 命名该区域为黑洞。数学上可以证明，克

尔-纽曼 (Kerr-Newman) 黑洞是渐近平直稳态轴对称黑洞的唯一解：

$$\mathrm{d}s^2 = -\frac{\Delta}{\rho^2}\left(\mathrm{d}t - a\sin^2\theta\mathrm{d}\phi\right)^2 + \frac{\rho^2}{\Delta}\mathrm{d}r^2 + \rho^2\mathrm{d}\theta^2 + \frac{\sin^2\theta}{\rho^2}\left[(r^2+a^2)\mathrm{d}\phi - a\mathrm{d}t\right]^2 \quad , \qquad (3)$$

其中，$\rho^2 = r^2 + a^2\cos^2\theta$，$\Delta = r^2 - 2Mr + a^2 + Q^2$，$a$ 为黑洞的比角动量。惠勒等人进一步证明了黑洞无毛定理：一个渐近平直稳态黑洞仅由黑洞的质量 M、电荷 Q、自转角动量 $J = (aM)$ 3 个参量确定。在天体物理当中，由于宏观电中性，我们通常不考虑带电的黑洞模型。因此在本文中，描述黑洞的最主要的内禀物理参量为质量和自旋。根据黑洞的不同质量，我们可以将黑洞分为：恒星级质量黑洞、中等质量黑洞和超大质量黑洞。本文的主要研究对象为恒星级质量黑洞, 主要通过大质量恒星演化晚期的自引力坍缩形成，同时可能会伴有超新星爆发和/或伽马暴现象。

2.1 单黑洞的形成

宇宙中最常见的天体是处在不同演化阶段的各式各样的恒星。在恒星演化晚期，由于其核心核反应的燃料逐渐消耗殆尽，所产生的辐射压不足以平衡星体自引力产生的向内的压强，恒星将会坍缩形成致密星[12]。对于质量比较小的恒星 ($M \lesssim 9M_\odot$)，将会形成白矮星。而质量稍大一些的恒星 ($9M_\odot \lesssim M \lesssim 25M_\odot$) 在其演化的最后阶段由于剩余的质量比较大，星体的自引力超过电子间的简并压力，内核将会近乎无障碍地向中心坍缩。而坍缩释放的引力势能将会产生极高的温度，从而导致内部中子化并产生大量的中微子。如果超新星爆炸是非球对称的，中子星会获得踢出速度；同时中子间的简并压将抵抗引力坍缩。在这种情况下，下落的物质冲击中子星表面，形成反弹激波，最终将中子星以外的外壳炸开，星体最终将会演化为中子星。如果其具有一定的自转角动量，则会形成常见的脉冲星系统。

而对于质量更大的恒星，核心的中子简并压仍然不足以支撑自引力的坍缩，整个星体被进一步“无限制”压缩，最终形成天体物理学常见的黑洞。此类黑洞的质量一般大于中子星的最大质量，也即奥本海默静态极限[13](通常认为是 $2.4M_\odot$，但实际上静态假设通常不成立，仅能给出 $(2\sim3)M_\odot$ 的范围)。由于特别大质量的前身星自身过大的星风损失以及演化晚期可能存在的正负电子对不稳定性 (pair instability) 等原因，恒星级黑洞的质量通常被限制在 $50/60M_\odot$ 以下。值得注意的是，根据恒星演化理论的模拟结果显示，恒星级黑洞在 $(50\sim120)M_\odot$ 附近存在质量空缺(见图 1)。通过电磁波观测，人们发现并给出了银河系中二十多颗黑洞的质量，大多数分布在 $(5\sim30)M_\odot$ 范围内[14]。然而，通过引力波的双黑洞并合观测发现了一些双黑洞的主黑洞质量可以大于 $50/60M_\odot$，对现有的黑洞形成模型提出了挑战[15]。

2.2 单黑洞的自旋

黑洞的自旋通常来自于前身恒星的角动量。根据恒星不同的角动量耗散机制，将会产生具有不同自旋的黑洞。一种可能的耗散机制是通过经线方向的物质流动以及湍流的相互作用来转移恒星内部的角动量。如果这个过程中有磁场参与，根据 Tayler-Spruit 磁发电机 (magnetic dynamo) 机制，恒星角动量的耗散将会变得更加有效。

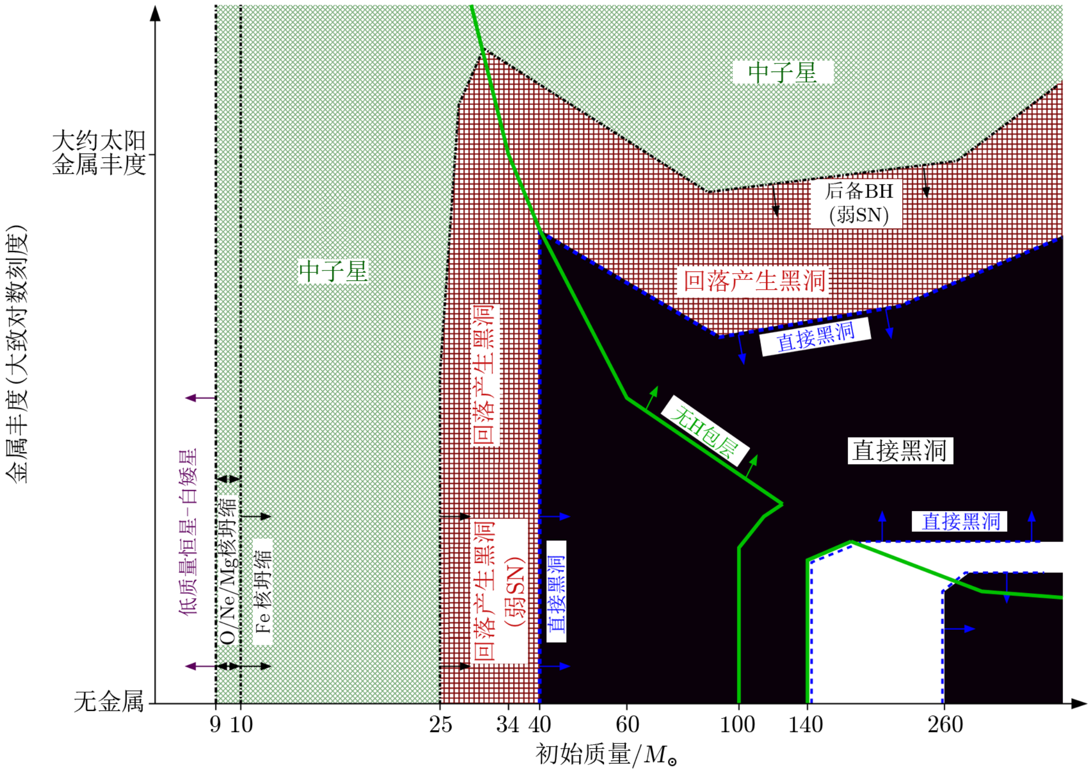


图 1　大质量孤立恒星死亡形成致密星类型与恒星初始质量和初始金属丰度的关系[12]

在引力波被探测到之前，人们通常利用 X 射线波段的观测对双星系统中的黑洞无量纲自旋 a_* 进行测量。在双星系统中，伴星的物质将会被黑洞吸积从而形成吸积盘。通过对吸积盘进行观测，将可能获得黑洞的相关参数。根据广义相对论和吸积盘理论的预言，黑洞的吸积盘内半径会被截断至最内稳定圆轨道处 (innermost stable circular orbit, ISCO)，而这个轨道的半径 $R_{\rm ISCO}$ 是黑洞无量纲自旋参数 $a_* = J/M^2$ 的单调函数 (见图 2)。因此通过拟合吸积盘的连续谱还原吸积盘的尺寸，可以测量黑洞的自旋[16]。而另外一种常见的方法，则是利用 Fe Kα 发射线由于引力红移等效应产生的展宽估计吸积盘内边缘的位置，从而测量黑洞自旋[17−20]。除此之外，利用吸积盘的 X 射线强度的准周期振荡也可以获得 ISCO 相关的信息，从而测量黑洞的自旋。但这种方法对震荡模式的模型依赖性很强[18]。

以上几种方法都有着各自的问题。例如，拟合连续谱需要对吸积盘内边缘的倾角进行测定，往往其误差特别大；Fe Kα 发射线展宽法则要求对产生硬 X 射线的电子晕进行精确建模；准周期振荡方法要求对吸积盘的振荡模式有较为精准的研究，等等。此外，迄今为止能够使用这些方法来进行观测的仅 20 余个源[22]，相对于引力波观测而言并不多。因此，通过 X 射线双星对黑洞自旋进行测量存在局限性。通过对引力波观测到的大量双黑洞并合事件的参数进行拟合，我们可以较精确地测量黑洞的自旋。

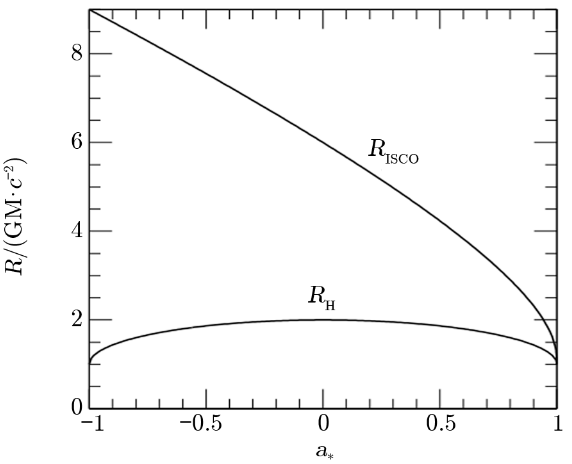


图 2 最小稳定圆轨道半径 $R_{\rm ISCO}$ 和视界面半径 $R_{\rm H}$ 与黑洞自旋参数 a_* 的关系[21]

3 恒星级双黑洞形成机制

如果两个恒星级黑洞沿着准开普勒轨道相互绕转，将会形成引力自束缚的恒星级双黑洞系统。在旋进的过程中，由于不断地辐射引力波，它们的轨道能量将会逐渐降低，因此两个黑洞逐渐靠近，并最终经历并合以及后续的铃宕阶段，形成并合后的单黑洞。例如人类所发现的第一个引力波事件 GW150914，是由质量分别为 $35.6M_\odot$ 与 $30.6M_\odot$ 的恒星级黑洞并合产生。而一个特别的引力波事件 GW190521 在 99.68% 的置信度下，两个黑洞的质量都大于 $65M_\odot$[23]，处于恒星演化数值模拟预言的质量间隙之中。这可能意味着：这些质量在 $(50 \sim 120)M_\odot$ 的黑洞主要由初代黑洞并合产生，而不是直接由大质量恒星演化而来的。

理论上，目前主要有以下两种机制可以产生恒星级双黑洞：(1) 大质量孤立双星演化机制[24,25]；(2) 动力学相互作用机制 (dynamical interactions in dense stellar clusters, Dynamical channel)[26−29]。不同机制产生的双黑洞的质量、自旋，以及轨道特性等在统计学意义上各有其特点。本章将着重于介绍这两种最主要的双黑洞形成机制并对其进行讨论，而对其他可能产生双黑洞的机制，例如活动星系核以及大质量黑洞机制 (AGN/MBH assisted channel)[30] 和原初黑洞机制[31,32]仅做简单的介绍。

3.1 大质量孤立双星演化机制

大质量孤立双星的演化机制通常指的是孤立 (不与环境发生相互作用) 双星经过公共包层阶段最终演化形成双黑洞的过程。该理论认为，当主星率先结束其主序阶段的H燃烧，它的 He 核将会发生收缩，而外面的 H 包层则开始膨胀。当洛希瓣被完全占满时，来自于伴星的潮汐引力将会对抗主星的自引力，从而使得物质从主星转移到伴星上[33]。最终，主星将会形成一颗裸露的 He 核星，并通过星风不断损失物质，直到当核能消耗殆尽时，主星将会直接坍缩为黑洞。如果出生踢出 (natal kick)[25]或者物质损失不能破坏这样的黑洞-伴星系统，那么他们将进一步演化，直到伴星开始膨胀并且其物质被吸积到黑洞上。由于最开始伴

星已经从主星吸积了一些物质，以及主星本身的物质损失，可能的星风，超新星爆发等，在这个阶段伴星的质量将会远远大于主星的质量。该系统的物质转移过程将变得十分不稳定，这种动力学非稳定性使得双星进入公共包层演化阶段。当黑洞和 He 核组成的内双星与公共包层之间存在较差转动时，拖曳的力量将会使得双星轨道能量发生耗散，从而可能引起公共包层的物质发生抛射。在这个阶段，伴星将会失去自己的包层变成另一颗裸露的 He 星，最终演化坍缩形成一个黑洞。如果假设第二次超新星爆发没有破坏这个双黑洞系统，它将会进一步经历旋进，并合，以及铃宕阶段，最终产生新的较大质量的黑洞[25](见图 3)。这其中每一个过程产生的引力波信号都可能被引力波探测器所探测到。需要指出的是，以上机制形成双黑洞的过程中，物质转移和公共包层演化等物理过程非常复杂，目前对其理解有很大的不确定性，因而可能会影响结果。

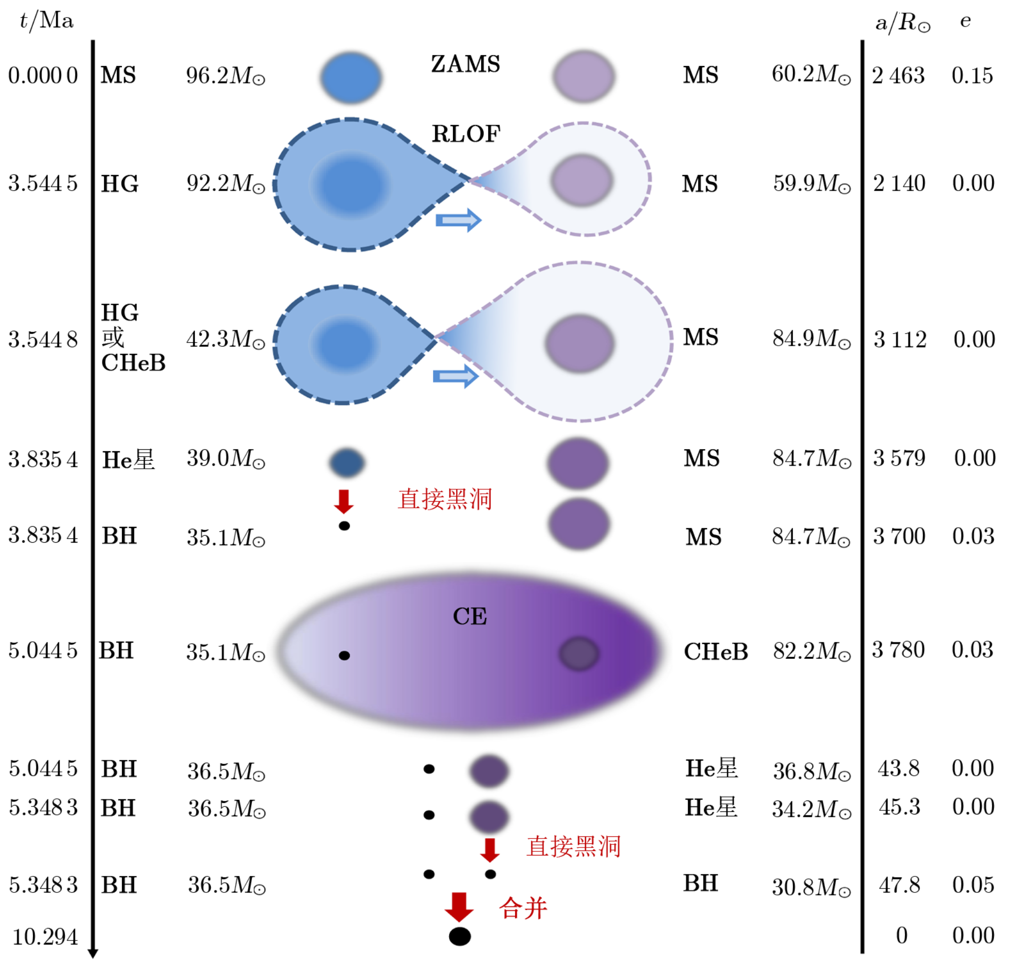


图 3 大质量双星演化形成类似于 GW150914 双黑洞并合引力波事件示意图[25]

由于双星各子星的自旋较快，动力学的不稳定混合造成了化学类均匀演化。这种演化过程中，恒星几乎不会膨胀，星风也很小，形成的 He 星质量很大，因此可以形成较大质量的黑洞，具体解释请查阅文献 [34] 中简介部分第 3 段。图 4 简要说明了化学类均匀演化与一般恒星演化的区别。

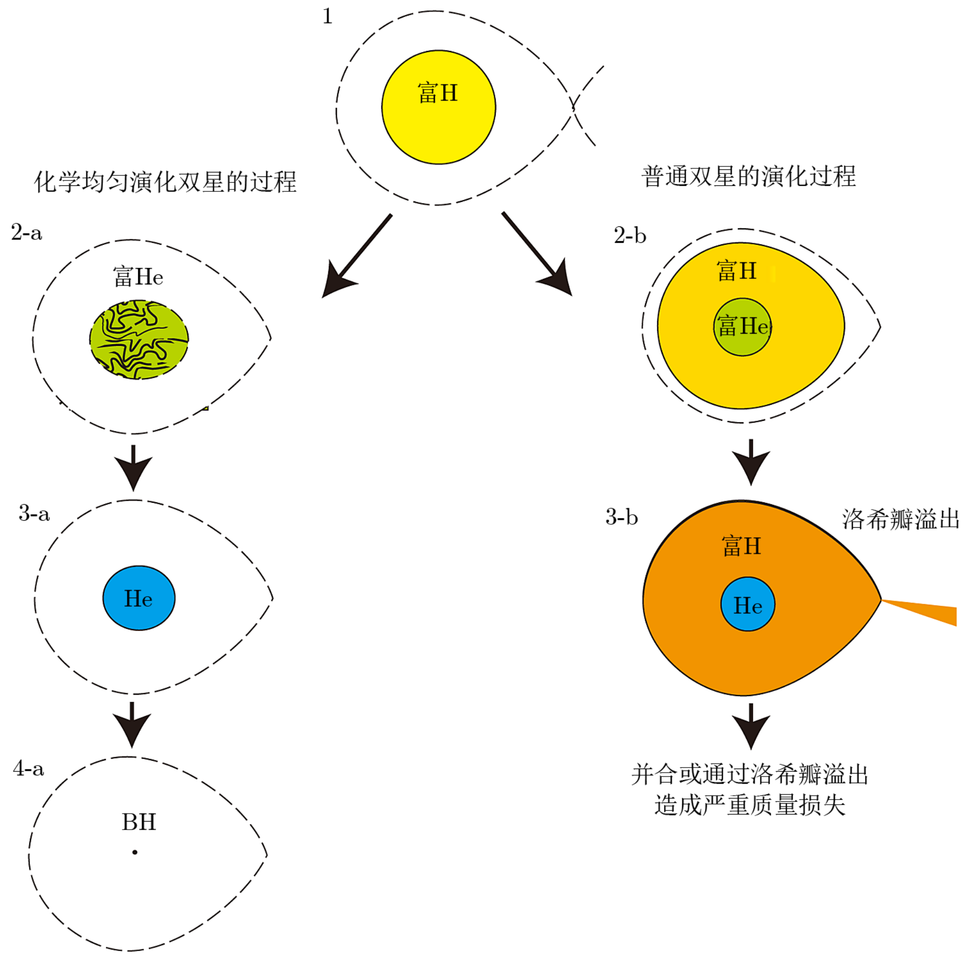


图 4　化学类均匀演化与一般恒星演化物理过程的区别[8,34]

另外，极端贫金属的第一代恒星 (星族 III) 也可以产生双黑洞。在此情况下，由于前身双星中一开始不含 C、N、O 等元素，H 聚变只能通过质子-质子过程产生。当恒星核温度升高至可以发生 3-α 反应之后，CNO 循环才开始主导核心的核反应。这样的星族 III 恒星演化后期壳层的膨胀被抑制，从而避免了进行物质交换。最后，两颗恒星各自坍缩，从而形成双黑洞[35]。

简单的理论计算给出了上述公共包层演化，化学均匀演化以及星族 III 演化模型在本地 $z = 0$ 的并合率，分别约为 50、10、0.02 $\mathrm{Gpc}^{-3}\cdot\mathrm{a}^{-1}$[8,25,35]，而这些黑洞的典型质量为

$(20 \sim 80)M_{\odot}$。

在这些不同的大质量孤立双星的演化模型当中，一般都假设双星系统中两颗前身恒星的自旋与双星的轨道角动量平行。如果黑洞不经历出生踢出，那么单纯的物质交换和潮汐相互作用将不会显著地改变它们的自旋方向。这样直接导致了形成的双黑洞系统两个黑洞的自旋倾向于平行。另一方面，如果黑洞的质量比较小 (约小于 $10M_{\odot}$) 且存在超新星爆发的出生踢出，自旋方向将会变得不平行。

3.2 动力学相互作用机制

动力学相互作用机制是一个相对笼统的说法，只要在形成双黑洞的过程中有其他星体参与引力作用都可以被归结到这种产生机制中。一般地，我们可以根据动力学过程发生的环境进行细分，例如球状星团和核星团中的演化，等级三体系统中的演化等。

在球状星团中，初始单黑洞的质量相对较大，将会由于质量分层效应掉入星团的中心区域。一旦到了如此密集的区域，黑洞将可能立即形成自束缚的双黑洞系统，抑或是通过三体过程参与到其他的黑洞-恒星系统中，从而将较轻的星体踢出，形成新的双黑洞系统。而在核星团中，一般认为存在一个超大质量的黑洞 (见图 5)。它将会产生巨大的引力势场，使得质量分层效应更加明显，将提供更有利于双黑洞产生的高密度环境[29]。

另外一个常见的动力学机制便是宇宙中十分常见的等级三体系统[37]。在这样的系统中，内双星和较外的第三颗黑洞将会发生角动量来回转移，从而使得内双星的椭率不断变化。当椭率被激发到非常高的值时，内双星的轨道能量将可以通过引力波或者潮汐力耗散掉，从而促进他们发生并合 Kozai-Lidov 效应。在密集星场或是三体系统中通过动力学相互作用产生的双黑洞自旋通常被认为是方向随机的。这是因为在如此复杂和随机的动力学相互作用过程中，我们很难在物理意义上找到一个特别的方向作为黑洞自旋的初始方向，所以一般都认为由此机制形成的并合双黑洞系统初始自旋是完全随机的；而根据后牛顿轨道的数值计算显示，这样的随机性将会被保持到双黑洞系统最终并合前。因此，与大质量孤立双星演化机制不同，动力学机制产生的双黑洞自旋方向通常认为完全随机。

3.3 其他可能的机制

除了以上两种最主要的形成机制，恒星级质量双黑洞也可能通过活动星系核/大质量黑洞协助机制、原初黑洞机制产生[38]。在活动星系核中心黑洞周围存在一个巨大的吸积盘。吸积盘的温度、密度非常高，气体丰富，以至于它很容易捕获一些恒星，抑或是通过盘不稳定性直接产生的恒星，并通过吸积成长为更大质量的恒星。这些恒星通过与周围气体和恒星的相互作用，形成大质量双星和双黑洞系统[32]。而原初黑洞来自于早期宇宙的密度涨落[31]。有学者认为相当一部分暗物质是由恒星级质量的原初黑洞构成，它们之间发生的并合也可以产生恒星级双黑洞的并合引力波信号[39]。

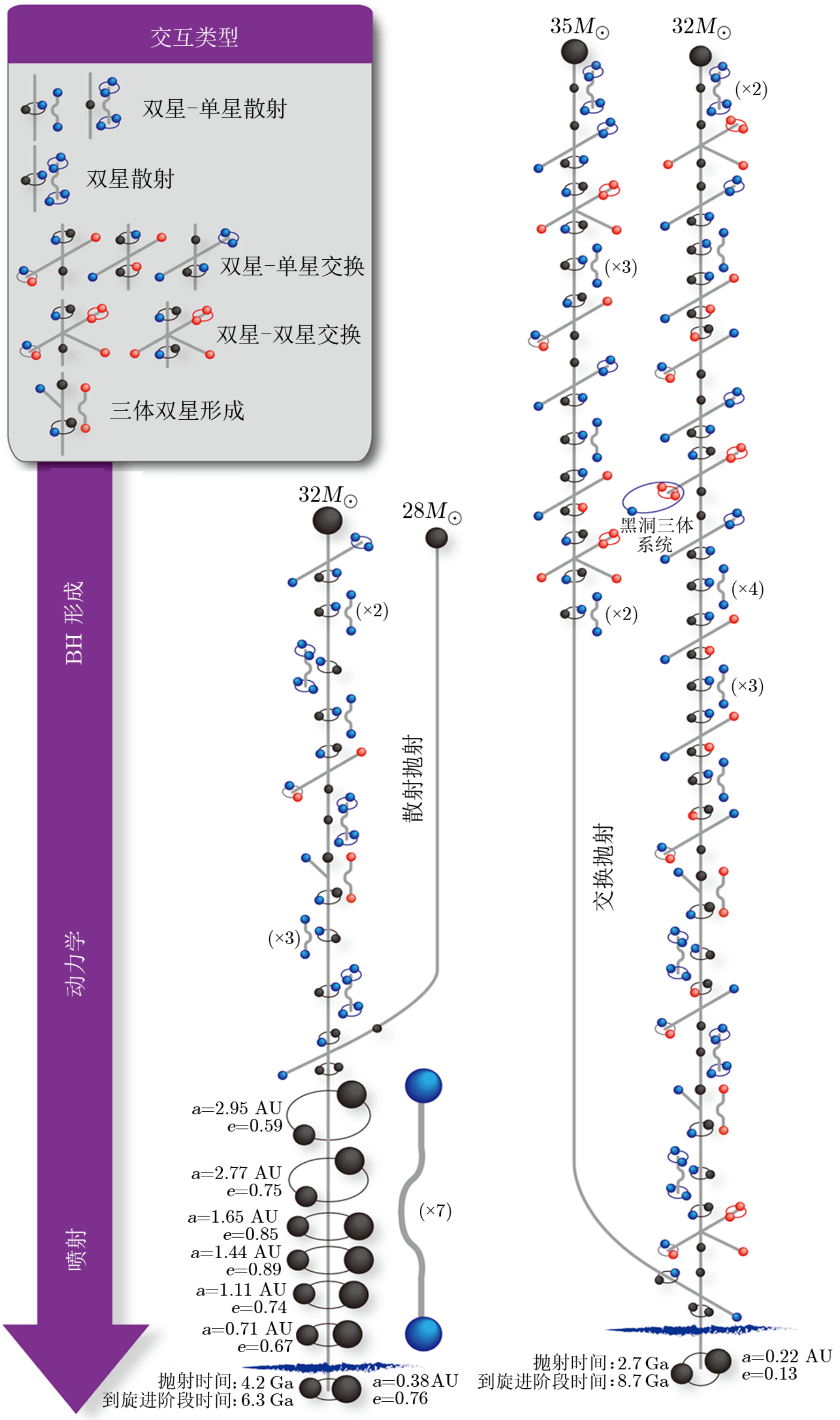


图 5 动力学相互作用机制产生类似于 GW150914 双黑洞并合引力波事件示意图[36]

4 基于自旋分析对双黑洞起源的限制

自旋的相关信息将会提供关于恒星级双黑洞形成机制的重要信息。而引力波波形对双黑洞的有效自旋 $\chi_{\rm eff}$ 十分敏感，$\chi_{\rm eff}$ 定义如下[7]：

$$\chi_{\rm eff}=\frac{1}{\mathcal{M}}\left(\frac{\boldsymbol{S}_1}{m_1}+\frac{\boldsymbol{S}_2}{m_2}\right)\cdot\frac{\boldsymbol{L}}{|\boldsymbol{L}|}\equiv\frac{1}{\mathcal{M}}\left(m_1s_1{\rm cos}\theta_1+{\rm m_2s_2cos}\theta_2\right)\quad, \tag{4}$$

其中，m_1、m_2 分别为双黑洞的质量，$\mathcal{M}=m_1+m_2$ 为质量和，$\boldsymbol{S}_1$、$\boldsymbol{S}_2$ 为黑洞的自旋角动量①，$\boldsymbol{L}$ 为双黑洞的轨道角动量 (假设为 z 方向)，s_1、s_2 为双黑洞相应的无量纲黑洞自旋，$\cos\theta_1$、$\cos\theta_2$ 是自旋角动量与轨道角动量上的夹角。在旋进阶段，有效自旋几乎是守恒的。

为了进一步评估双黑洞的进动效应，引入一个新的参数，有效进动自旋，定义如下：

$$\chi_p=\frac{1}{B_1m_1^2}\max\left(B_1S_{1\perp},B_2S_{2\perp}\right)>0\quad, \tag{5}$$

其中，$B_1=2+3q/2$、$B_2=2+3/2q$，q 为双黑洞的质量比。我们可以利用引力波的探测对双黑洞与上述两个自旋相关的参数进行测量，从而基于自旋分析对恒星级双黑洞的起源，尤其是对大质量孤立双星演化机制和动力学机制进行一定的限制。本章将主要介绍利用贝叶斯统计处理 GWTC 引力波观测数据的一般方法，以及相应的单参数和多参数模型限制恒星级双黑洞形成机制的研究进展。

4.1 GWTC 数据简介

GWTC (Gravitational Wave Transient Catalog) 是 LIGO/Virgo/KAGRA 项目合作组公布的引力波探测数据集。目前进行了三次发布，对应探测器运行的 O1 和 O2、O3a、O3b 阶段，共有 93 个确证的引力波事件，其中有两例中子星并合，一例黑洞-中子星并合，剩下全部为双黑洞并合事件[40,41]。

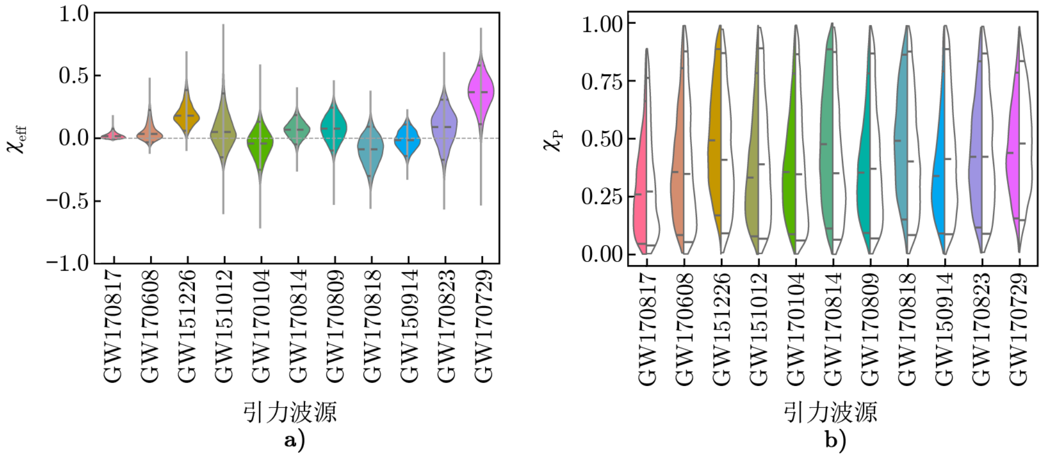
(1) GWTC-1 的数据包含 LIGO 和 Virgo 自 2015 年 9 月 12 日至 2016 年 1 月 19 日 (O1)[10]，2016 年 11 月 30 日至 2017 年 8 月 (O2) 的观测结果。主要探测到包含 GW170817 一个双中子星并合事件、GW150914 以及 GW151012 等 10 个双黑洞并合事件。其中探测到的双黑洞的总质量范围为 $18.6^{+3.2}_{-0.7}M_\odot\sim84.4^{+15.8}_{-11.1}M_\odot$，距离范围为 $320^{+120}_{-110}\sim2840^{+1400}_{-1360}$ Mpc。

图 6 展示了推断出的引力波源的有效自旋 $\chi_{\rm eff}$，以及有效进动自旋 $\chi_{\rm p}$ 的后验分布。可以看出几乎所有双黑洞的 $\chi_{\rm eff}$ 的峰值都在 0 左右，仅有 GW170729 和 GW151226 两个源显著偏离 0，分别为：$0.11\sim0.58$ 和 $0.06\sim0.38$ (90% 置信区间)。而进动自旋 $\chi_{\rm p}$ 与有效自旋 $\chi_{\rm eff}$ 间具有很强的关联性。

(2) GWTC-2 (包括 2.1) 的数据包括 Advanced LIGO 以及 Advanced Virgo 在 O3a 运行期间 (2019 年 4 月 1 日—2019 年 10 月 1 日) 的观测数据，探测到 44 个新的引力波源候选体。相比 GWTC-1 的数据，双黑洞的总质量范围扩大为 $(14\sim182)\ M_\odot$。

图 7 展示了 GWTC-2 探测到的引力波源的物理参数以及不确定度，其中有 13 个系统具有非零的 $\chi_{\rm eff}$，且在 90% 的置信度情况下，$\chi_{\rm eff}$ 均大于 0。其中具有最大有效自旋的双黑

①这里采用与相关文献中一致的自旋标识，S 与前文中的 J 均代表自旋角动量。



注：a) GWTC-1 结果中的有效自旋参数后验分布；b) 白色部分代表 GWTC-1 中有效进动自旋参数的先验分布，彩色部分表示 GWTC-1 中有效进动自旋参数的后验分布。

图 6 GWTC-1 观测到的自旋参数数据分布[40]

洞为 GW190517-055101，$\chi_{\rm eff}=0.52^{+0.19}_{-0.19}$。进动自旋同样显示出与有效自旋 $\chi_{\rm eff}$ 具有很强的关联性。

(3) GWTC-3 的数据包括 Advanced LIGO 以及 Advanced Virgo 在 O3b 运行期间 (2019 年 10 月 1 日－2020 年 3 月 27 日) 的观测数据，增加了 O3b 期间探测到的 38 个新的引力波源或候选体 (包含第一例黑洞- 中子星并合事件)，参数范围与 GWTC-2 的结果类似，见图 8。大多数引力波源的有效自旋都接近于 0，有 4 个大于 0 (置信度大于 89%)。但值得注意的是，GW191109-010717 和 GW200225-060421 在 90%、85% 置信区间里，有效自旋小于 0。进动自旋与有效自旋 $\chi_{\rm eff}$ 关联性变得更强。

4.2 基于贝叶斯理论的分析方法简介

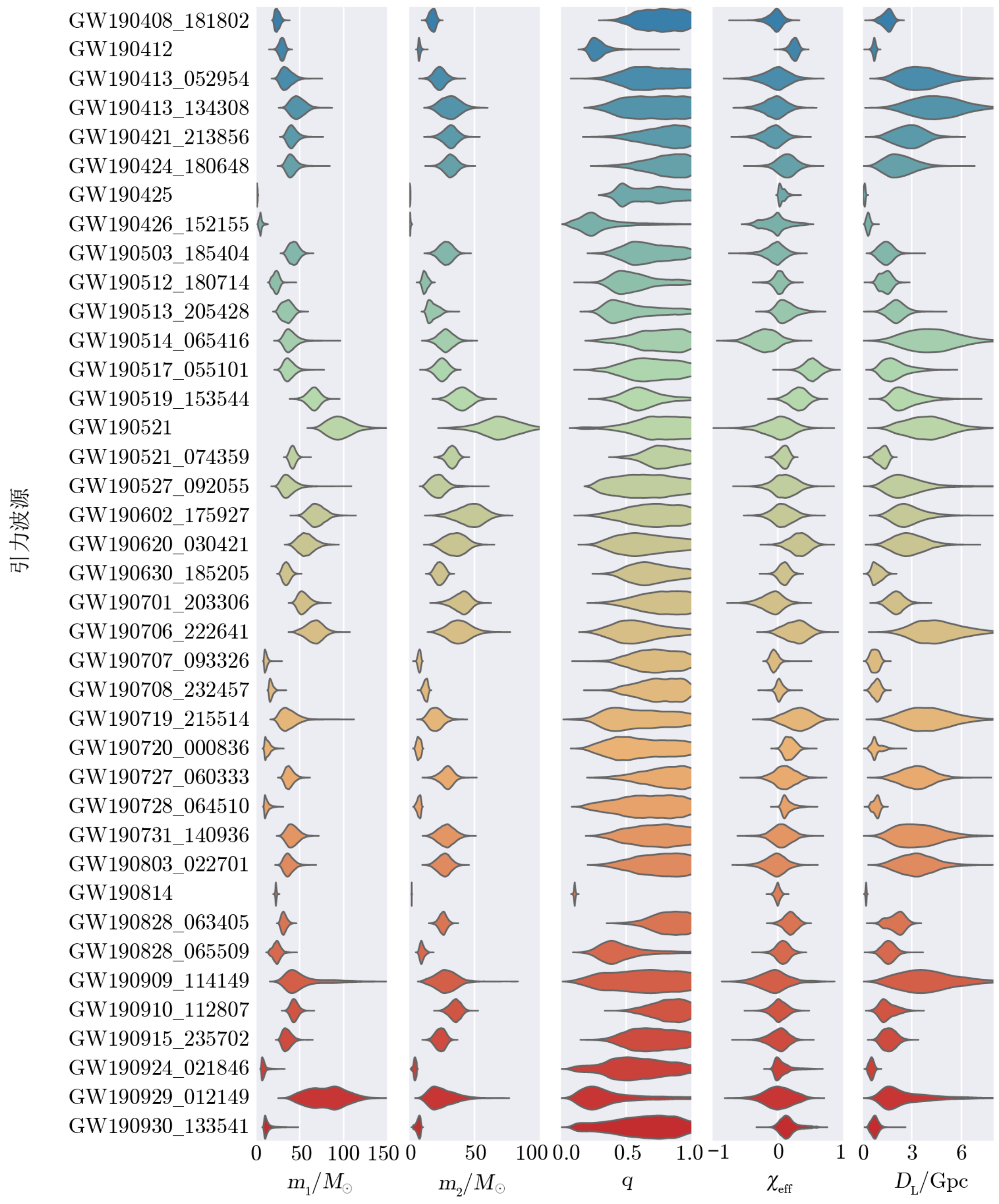
在引力波数据分析中，由于引力波的强度 $h(f)$ 本身非常低，而噪声却很高，$h(f)$ 的范围为 $10^{-21}\sim10^{-22}$，我们通常利用模板匹配的方法对引力波信号及噪声进行分析[42]。其信噪比可以通过如下表达式计算：

$$\rho=4\int_{f_{\rm min}}^{f_{\rm max}}\frac{|h(f)|^2}{S_n(f)}{\rm d}f \quad , \tag{6}$$

其中，$S_n(f)$ 为引力波探测器的单侧功率谱，$f_{\rm min}$ 和 $f_{\rm max}$ 为引力波频率的积分上下限。通常我们取 $\rho=8$ 为引力波探测的阈值 (等价于 10% 的误报率)，也即高于该值就定义为探测到一个引力波事件。

一旦引力波信号被接收到，那么将可以利用贝叶斯统计的办法对引力波源物理参数 Θ 的后验分布 $P(\Theta|M)$ 进行估计：

$$P(\Theta|M)=\frac{P(M|\Theta)P(\Theta)}{P(M)} \quad , \tag{7}$$



注：m_1 为主黑洞质量，m_2 为次黑洞质量，$q = m_2/m_1$ 为质量比，$\chi_{\rm eff}$ 为有效自旋参数，D_L 为光度距离。

图 7 GWTC-2 给出了根据 O3a 观测到的数据推断出的物理量[11]

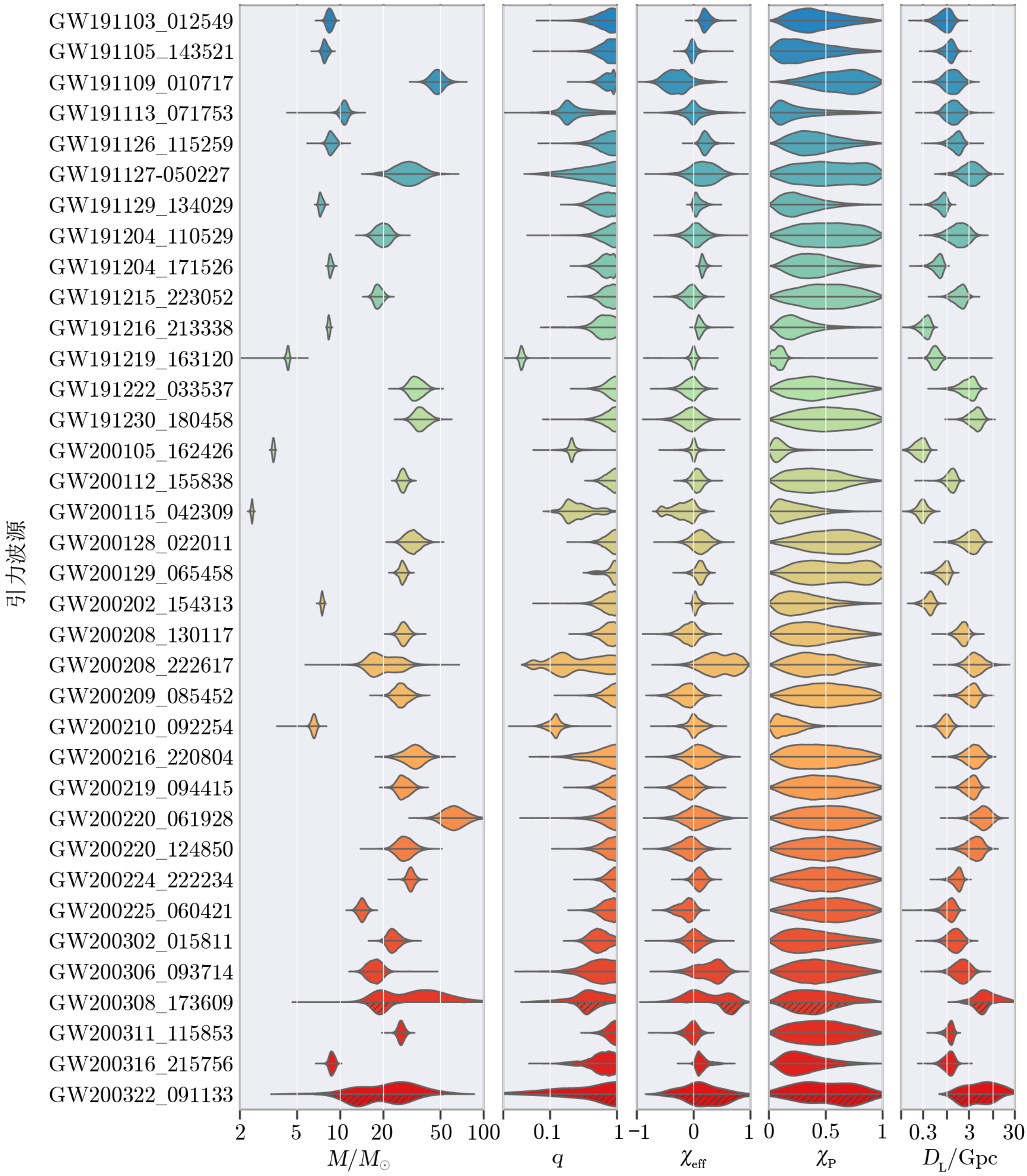


图 8　更新到 O3b 的 GWTC-3 各个双黑洞并合事件的推断物理参数[6]的示意图[41]

其中，$P(\Theta)$ 为参数的先验分布，$P(M)$ 为模型的证据率，$P(M|\Theta)$ 为相应的似然函数。在引力波数据处理当中，可得到，

$$P(M|\Theta) \propto \exp\left(-\frac{(s(\Theta)-n, s(\Theta)-n)}{2}\right) \quad , \tag{8}$$

其中，s 为探测到的引力波信号，n 为相应的高斯噪声，圆括号代表信号相对于功率谱的内积。利用上述办法，则可以对引力波源的后验分布做出估计。由于似然函数非常复杂，通常这个过程需要利用马尔科夫链-蒙特卡洛采样 (MCMC sampling) 或者嵌套抽样 (Nested sampling) 的办法对后验分布进行采样，从而获取参数的统计学范围估计。

为了研究不同机制产生的双黑洞引力波的自旋分布，可以通过引入贝叶斯层次化模型的方法来分析集群的信息。在贝叶斯层次化模型中，假设不同机制产生的双黑洞引力波事件 (共 $N_{\rm obs}$) 的自旋都来自于不同更高层次对应的集群分布，而这些分布可以利用一组参数 λ 进行描述区分[43]。相应的层次化贝叶斯后验分布可以由以下表达式表示：

$$p\left(\left\{\chi_{\rm eff}^{i}\right\},\lambda|\left\{s^{i}\right\}\right)\propto\left[\prod_{i=1}^{N_{\rm obs}}p\left(s^{i}|\chi_{\rm eff}^{i}\right)p\left(\chi_{\rm eff}^{i}|\lambda\right)\right]p(\lambda)\quad, \tag{9}$$

其中，s^i 对应第 i 次观测到的引力波信号 (对应第 i 个源)。如果不关心其中个源的有效自旋分布，可以将其边缘化，得到关于集群层次的参数分布：

$$p\left(\lambda|\left\{d^{i}\right\}\right)\propto\left[\prod_{i=1}^{N_{\rm obs}}\int{\rm d}\chi_{\rm eff}^{i}\,p\left(d^{i}|\chi_{\rm eff}^{i}\right)p\left(\chi_{\rm eff}^{i}|\lambda\right)\right]p(\lambda)\quad. \tag{10}$$

根据上述公式，可以利用有效自旋的分布对不同双黑洞产生机制模型进行区分和限制。

例如假设大质量孤立双星演化模型的占比为 λ，动力学机制模型的占比为 $1-\lambda$，那么有效自旋的层次化分布可以表示为：

$$P(\chi_{\rm eff}|\lambda)=P_{\rm EMBS}(\chi_{\rm eff})(1-\lambda)+P_{\rm dynamical}(\chi_{\rm eff})\lambda\quad. \tag{11}$$

综合层次化贝叶斯方法和引力波数据可以得到关于模型占比 λ 的限制结果。

4.3 自旋模型

前文我们已经提到，一种最朴素的物理想法是通过大质量孤立双星演化模型形成的双黑洞的自旋通常与轨道角动量平行，即使存在出生踢出现象，这种平行也不应该被偏离得非常明显。而由动力学机制产生的双黑洞的两成分自旋相对方向是完全随机的。基于自旋分析限制双黑洞形成机制的方法便是以此为基础的。通常一般考虑以下几种不同的模型[44]。

(1) **DEFAULT** 该模型假设双黑洞自旋的大小服从同一个 Beta 分布，

$$\pi(\chi_{1,2}|\alpha_\chi,\beta_\chi)={\rm Beta}(\alpha_\chi,\beta_\chi)\quad, \tag{12}$$

其中，α_χ 和 β_χ 为 Beta 分布的两个参数。而自旋倾角 (相对于轨道角动量) 服从一个包含两种成分混合的分布：一部分双黑洞自旋与轨道角动量准平行 (占比为 ξ)，对应大质量双星演化机制的情况；另一部分自旋则完全随机，对应动力学机制的情况。在平行的情况下，该模型假设自旋倾角服从一个以完全平行为期望的截断正态分布：

$$\pi\left(z|\zeta,\sigma_t\right)=\zeta G_t\left(z|\sigma_t\right)+(1-\zeta)\mathfrak{I}(z)\quad, \tag{13}$$

其中，$z=\cos\theta_{1,2}$ 为双黑洞自旋倾角的余弦值，$\mathfrak{I}$ 为随机分布，$G_t\left(z|\sigma_t\right)$ 为截断高斯分布，中心为 $z=0$，σ_t 为标准差。我们可以看到这样的模型从直观上最简洁，一共只包含 4 个参数 (α_χ, β_χ, ζ, σ_t)。

(2) **GAUSSIAN** 该模型的优点在于可以用一个联合高斯分布同时拟合 $\chi_{\rm eff}$ 和 χ_p 两个量：

$$\pi\left(\chi_{\rm eff},\chi_{\rm p}|\mu_{\rm eff},\sigma_{\rm eff},\mu_{\rm p},\sigma_{\rm p},\rho\right)\propto G\left(\chi_{\rm eff},\chi_{\rm p}|\boldsymbol{\mu},\boldsymbol{\Sigma}\right)\quad, \tag{14}$$

其中，$\boldsymbol{\mu}=(\mu_{\rm eff},\mu_{\rm p})$。协方差矩阵为：

$$\boldsymbol{\Sigma}=\begin{pmatrix}\sigma_{\rm eff}^2 & \rho\sigma_{\rm eff}\sigma_{\rm p}\\ \rho\sigma_{\rm eff}\sigma_{\rm p} & \sigma_{\rm p}^2\end{pmatrix}\quad. \tag{15}$$

该模型总共有 5 个参数 ($\mu_{\rm eff}$, $\sigma_{\rm eff}$, $\mu_{\rm p}$, $\sigma_{\rm p}$, ρ)，而 $\sigma_{\rm eff}$ 和 $\sigma_{\rm p}$ 将会帮助我们分析自旋诱导的轨道进动效应以及部分具有反平行的自旋的双黑洞系统。

(3) **MULTI SPIN** 该模型可以同时结合不同的质量分布和自旋分布，其参数众多 (12 个自旋参数，10 个质量参数)，主要用于分析自旋-质量、质量比关系。这种模型通常被用于分析大质量的双黑洞系统是否来自于等级多体的并合。

4.4　当前结果

本节，我们将简要总结基于 LIGO/Virgo 引力波探测获得的双黑洞自旋分布限制双黑洞产生机制的相关结果和进展。

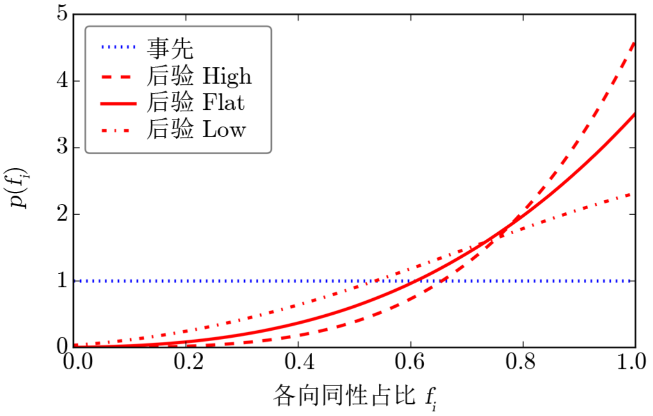
4.4.1　GWTC-1 及以前

自 GW150914[1] 被发现，便立即有一些学者对其形成机制进行了研究。例如，一些学者认为 $40M_\odot\sim100M_\odot$ 区间的双黑洞引力波源可以由孤立双星演化过程形成[25]，同时也有一些学者认为动力学演化也可以形成此次观测到的双黑洞[32,45]。在 GWTC-1 前虽然观测到的引力波源并不多，人们已经开始开展波源性质和相关模型的统计学研究，特别是利用自旋分布分析双黑洞形成机制的探究。例如，通过对有效自旋 $\chi_{\rm eff}$ 分布简单贝叶斯分析[7] 发现，如果认为探测到的黑洞的自旋较大，那么自旋方向的分布更加倾向于各向同性；而在小自旋的先验条件下，这一倾向性将会大大减弱。图 9 给出了各向同性分布在双黑洞自旋后验分布中可能的占比。值得注意的是，由于当时的观测数据很少，所以无法在统计上说明这种结论是普遍的。

4.4.2　GWTC-2

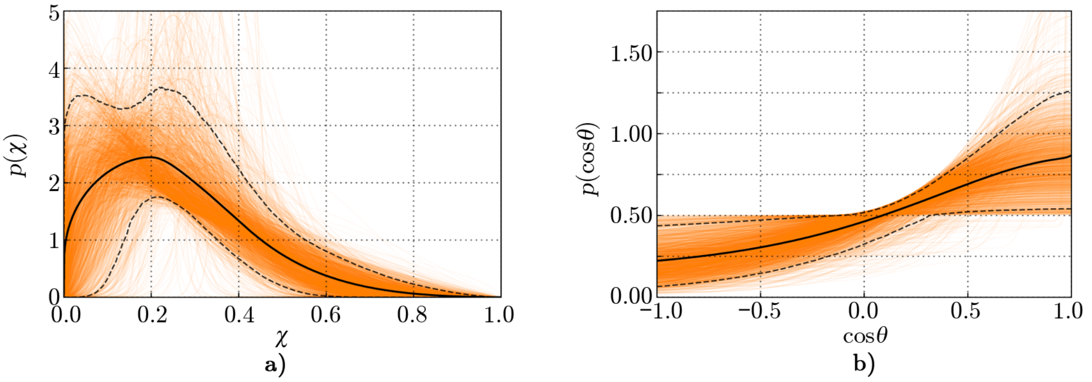
利用上述的 DEFAULT 模型，发现了 GWTC-2 的双黑洞样本中自旋-轨道角动量的非平行现象，见图 10。这一现象的发现意味着一部分双黑洞要么具有完全随机的自旋方向，要么黑洞的自旋倾角几乎为 0 但是具有一定的弥散。不管是哪一种图景，都表明了某些双黑洞存在轨道角动量平面内的自旋分量。图 10 展示了利用 DEFAULT 模型得到的双黑洞自旋大小以及自旋倾角的后验分布，其中 $\chi=|s|$ 为无量纲自旋大小。

虽然 GWTC-2 数据分析结果更加支持平行的结果，但是其中的弥散也不能忽略。此外，如果利用 GAUSSIAN 模型，可以在 99% 的置信度上排除 $\mu_p=\sigma_p=0$ 的情况，这表明



注：其中的 High、Flat、Low 分别表示假设无量纲自旋大小的分布分别取 $2a_*$、1、$2(1-a_*)$ 时孤立双星演化的后验分布。a_* 代表无量纲自旋大小范围为 0 到 1。

图 9 GWTC-1 对动力学以及大质量恒星演化模型占比的预测分布[7]



注：图中的橙色亮线代表每个独立观测事件下给出的无量纲自旋幅度的分布，黑线给出无量纲自旋幅度的分布，虚线代表 90% 置信度区域。

图 10 a) 给出了由 DEFAULT 模型推断下的无量纲自旋幅度 χ 的分布关系；b) 给出的是重构后两个黑洞自旋与双黑洞轨道角动量平面夹角 $\cos\theta_{1,2}$ 的分布关系[44]

自旋诱导的轨道进动现象的存在，也从另外一个侧面验证了自旋与轨道角动量的非平行现象的存在。

其次，人们在 GWTC-2 的双黑洞样本中发现了具有反平行的例子。这提示可能有不止一种双黑洞的产生机制。利用 GAUSSIAN 模型推测出某些系统可能存在 $\chi_{\rm eff}<0$ 的现象，这等价于双黑洞中至少有一个与轨道角动量的夹角大于 90°。

图 11 展示了边缘化 $\sigma_{\rm p}$ 和 $\chi_{\rm p}$ 之后平均 $\mu_{\rm eff}$ 和 $\sigma_{\rm eff}$ 的后验分布，峰值分别在 $0.06^{+0.05}_{-0.05}$ 和 $0.12^{+0.06}_{-0.04}$。这要求部分双黑洞的有效自旋 $\chi_{\rm eff}<0$。而利用 DEFAULT 模型，我们也可以得到相似的结论。图 11 a) 图展示了利用该模型重建的 $\cos\theta_{1,2}$ 的分布，其中可以看到 $\cos\theta_{1,2}<0$ 的可能性仍然存在，这意味着反平行的自旋现象的存在。

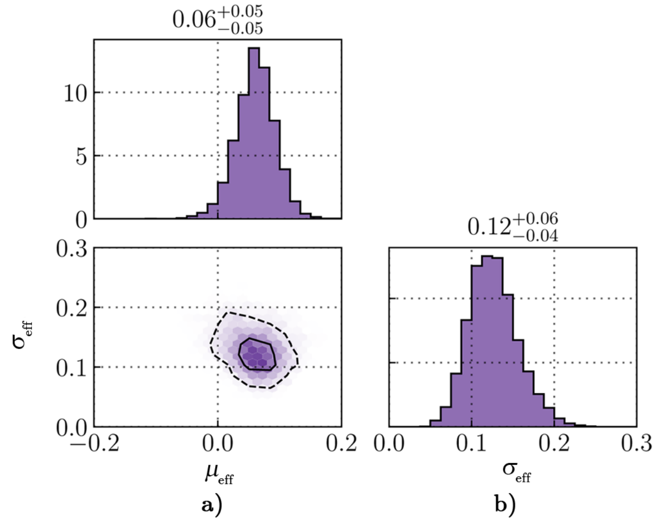


图 11 利用 GAUSSIAN 模型给出双黑洞等效自旋 $\chi_{\rm eff}$ 的期望值 $\mu_{\rm eff}$ 与标准差 $\sigma_{\rm eff}$ 的分布[11]

利用图 11 展示的 $\mu_{\rm eff}$ 和 $\sigma_{\rm eff}$ 的后验分布，可以获得关于 f_p ($\chi_{\rm eff} > 0$)、f_n ($\chi_{\rm eff} < 0$)、f_v ($\chi_{\rm eff} = 0$) 的占比后验分布 (见图 12)。可以看到在 99% 的置信度的情况下，$f_p = 0.67^{+0.16}_{-0.16}$、$f_n = 0.27^{+0.17}_{-0.15}$ 和 $f_v = 0.05^{+0.02}_{-0.01}$。就像之前提到过的，动力学机制并不是产生某些双黑洞具有小于零的有效自旋现象的唯一方法。如果前身星在超新星爆发阶段经历了一个很强的出生踢出和几乎无效的自旋再平行过程，由大质量孤立双星演化机制产生的双黑洞中约小于 10% 可能具有小于 0 的有效自旋。这之中还存在很多复杂性，例如在孤立等级三体系统中，也可能产生具有非平行自旋分量的双黑洞。

尽管如此，如果简单地假设 $\chi_{\rm eff} < 0$ 的双黑洞均产生于星团中的动力学相互作用，则可以利用 f_n 来限制动力学起源的双黑洞的比率，那么相应的由动力学机制产生的双黑洞的占比为：

$$f_d = \frac{2f_n}{f_p + f_n} \quad , \tag{16}$$

以及孤立双星机制的占比为

$$f_i = \frac{f_p - f_n}{f_p + f_n} \quad . \tag{17}$$

在 90% 的置信度下，f_d 的值在 0.25~0.93 之间。这说明 GWTC-2 中的双黑洞一部分通过孤立双星机制形成，另一部分则是通过星团中的动力学机制产生。关于动力学与孤立双星演化模型下讨论有效自旋参数的产生细节以及为何采用上述参数描述有更详细的讨论[46−50]。

此外，如果 GWTC-2 数据中存在等级并合的现象，自旋将会与双黑洞系统的质量存在一定的关系，即越重的等级双黑洞并合将会拥有更大的自旋。但是利用上文提到的 MULTI SPIN 模型对 GWTC-2 数据进行分析，并没有发现自旋分布与质量存在关联的证据。这一点与 GWTC-1 得到的结果是类似的。

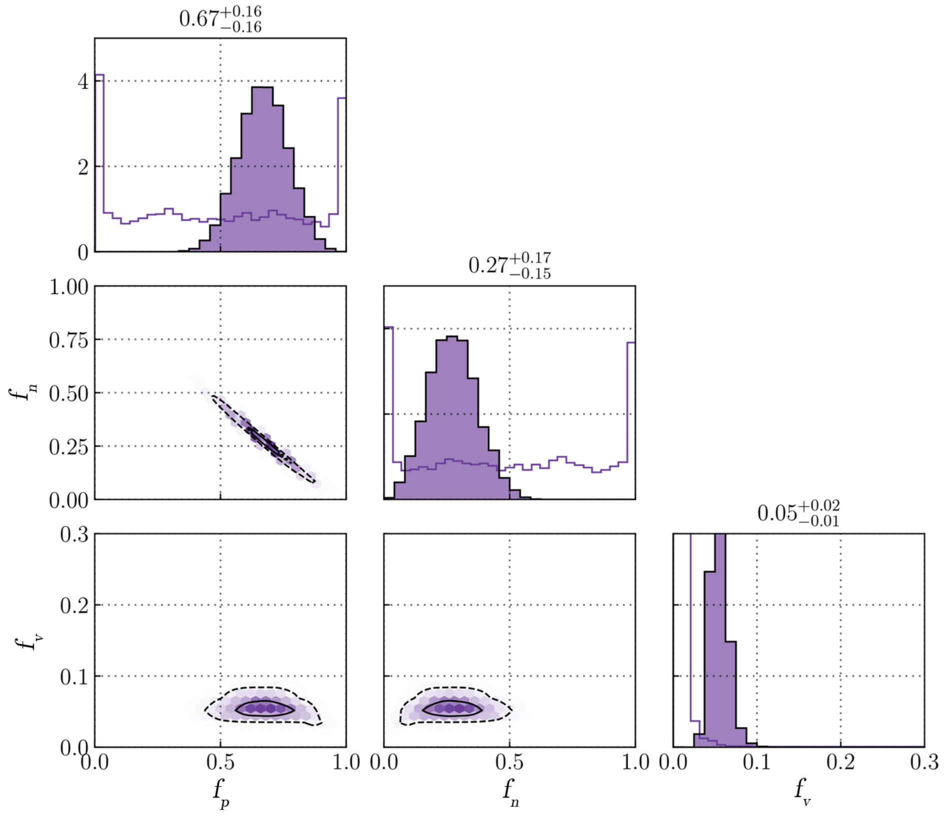


图 12 利用 GWTC-2 数据得到的 f_p、f_n、f_v 的后验分布[11]

4.4.3 GWTC-3

相比于 GWTC-2，GWTC-3 双黑洞样本扩大了很多，但是利用这些双黑洞的自旋分布统计分析得到的很多结论都非常相似，如图 13 展示了利用 DEFAULT 模型对双黑洞的自旋大小以及自旋倾角的限制。可以看到，相比 GWTC-2，GWTC-3 双黑洞自旋倾角的余弦值 $\cos\theta$ 分布更加平坦，更加支持具有完全随机的自旋倾角分布。又如，利用 GWTC-3 双黑洞样本，由 GAUSSIAN 模型可以得到 $\chi_{\rm eff}$ 和 $\chi_{\rm p}$ 的后验分布，发现 $\mu_{\rm eff}$ 非零 (见图 14)；这一结论与 GWTC-2 的结果一致。

根据 GWTC-3 的数据得出了两个非常重要的新结论。一是自旋的分布在不同的质量范围都是一致的。图 15 展示了自旋与轨道角动量的平行分量 s_z 的大小和双黑洞系统的啁啾质量的关系。在小质量端，平行分量几乎为 0；而在大质量段，即使存在比较大的弥散，平行分量的大小分布仍然和 0 一致。对啁啾质量小于 $30M_{\odot}$ 的双黑洞自旋平行分量取平均为 0.38 (90% 置信度)，而在小质量端该结果为 0.5。

另外一个是在 GWTC-3 的数据中发现了质量比 q 与有效自旋 $\chi_{\rm eff}$ 的反相关关系，因此质量比趋近于 1 的双黑洞系统倾向于拥有接近 0 的有效自旋 $\chi_{\rm eff}$，而质量比很大的系统则倾

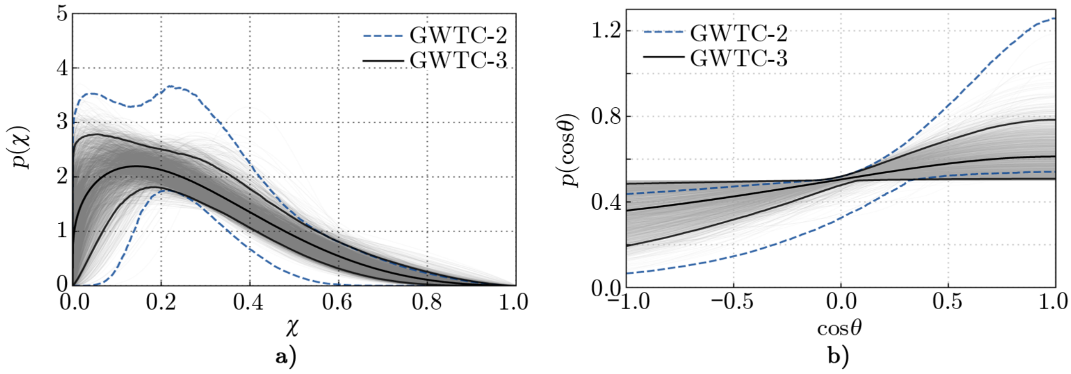


图 13　数据更新到 GWTC-3 后自旋大小 χ 以及自旋倾角 $\cos\theta$ 的后验分布[41]

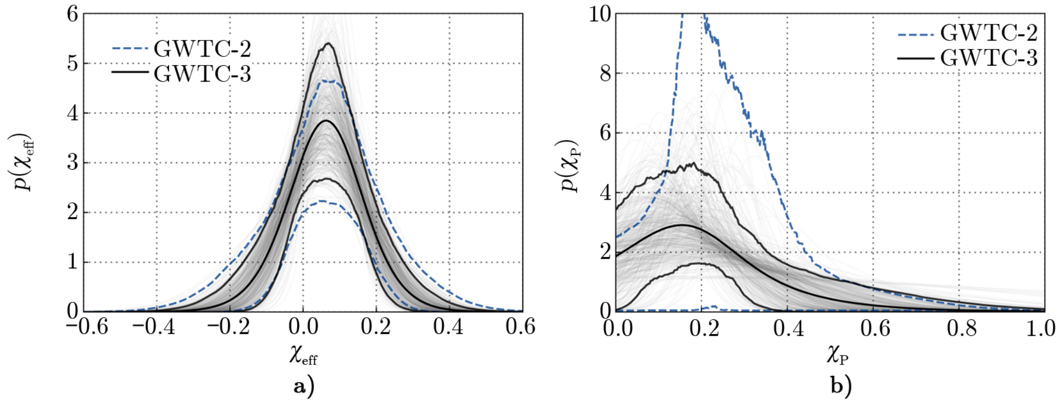


图 14　数据更新到 GWTC-3 后有效自旋 $\chi_{\rm eff}$ 以及进动自旋 $\chi_{\rm p}$ 的后验分布[41]

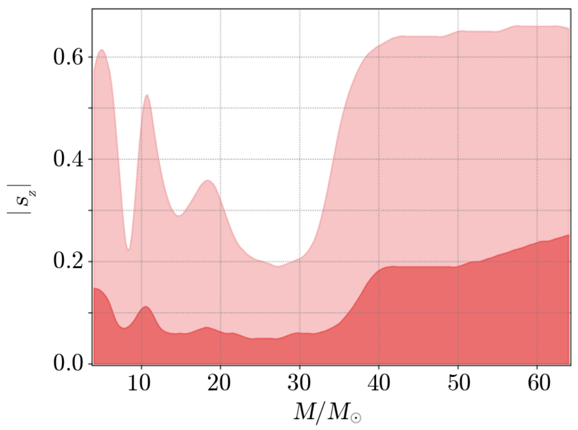


图 15　在 GWTC-3 现有数据下给出的 $|s_z|$ 与啁啾质量的限制关系[41]

向于拥有一个较大的正有效自旋。利用 GAUSSIAN 模型，可以获得 $\chi_{\rm eff}$ 对 q 的条件后验分布 $p(\chi_{\rm eff}|q)$：

$$p(\chi_{\rm eff}|q) \propto \exp\left[-\frac{(\chi_{\rm eff}-\mu(\rm q))^2}{2\sigma^2(\rm q)}\right] \quad , \tag{18}$$

其中，$\mu(q)$ 和 $\sigma(q)$ 用于描述 $\chi_{\rm eff}$ 分布的中值和标准差随 q 的变化关系。利用上述层次化贝叶斯方法，可以在 97.5% 置信度下认为 $\mu(q)$ 为 q 的减函数，这也意味着质量比越大，双黑洞的有效自旋大于 0 的可能性越大。图 16 展示了 q 与 $\chi_{\rm eff}$ 的后验分布。

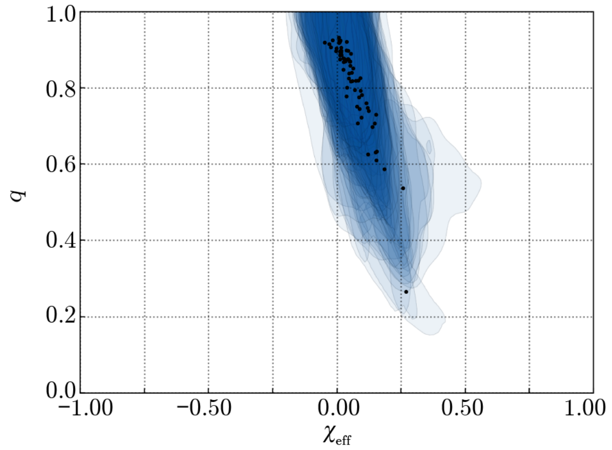


图 16 有效自旋参数与质量比在 GWTC-3 的观测结果中呈现出的反相关的关系示意图[41]

5 总结与展望

引力波的发现极大地拓展了人类对宇宙中致密天体的理解与认识。通过引力波探测到大量恒星级双黑洞并合，其究竟是如何形成并演化至最后的并合仍是未解之谜。人们提出了多种形成双黑洞的机制，不同机制在双黑洞形成进程中都包含了众多天体物理过程，目前对这些过程的理解还有很大的不确定性。尽管如此，人们普遍相信不同机制产生的双黑洞在质量、自旋等物理参数的分布上有明显的区别。LIGO/Virgo 等地基引力波探测器对自旋较为精准的测量为人们提供了一个限制双黑洞不同形成机制的绝佳手段。基于自旋分析的贝叶斯方法，利用现有的 GWTC 数据集，人们已经取得一些初步的进展。例如发现了双黑洞样本中自旋-轨道角动量的非平行现象，自旋与双黑洞质量几乎无关，而与其质量比呈反相关的现象等。这对限制其起源，尤其是区分双黑洞两成分自旋方向倾向于平行的大质量双星演化机制以及倾向于各向同性随机分布的动力学相互作用机制，具有十分深刻的意义。

随着引力波探测的持续开展，人们将更准确地测量恒星级双黑洞自旋分布。特别是未来的第三代地基引力波探测器，例如爱因斯坦望远镜 (Einstein Telescope, ET) 和宇宙勘探者 (Cosmic Explorer, CE) 将于 2030 年代逐渐建成。它们极高的探测灵敏度将会大大地扩展恒

星级双黑洞的引力波探测样本和改善物理参数测量的精度。随着数据的不断积累，关于双黑洞的自旋统计学分析将会帮助人们最终揭示恒星级双黑洞的起源，有望限制黑洞形成过程中的众多重要物理过程并揭秘黑洞自旋的产生。

致谢

感谢审稿人对此文章提出的详细修改意见，同时感谢曾思尧对本文图表修改有益的帮助。

参考文献：

[1] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Phys Rev Lett, 2016, 116(6): 061102
[2] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Phys Rev Lett, 2016, 116(24): 241102
[3] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Phys Rev D, 2016, 93(12): 122003
[4] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. ApJ, 2016, 818(2): L22
[5] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Phys Rev Lett, 2017, 119(16): 161101
[6] The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, the KAGRA Collaboration, et al. arXiv e-prints, 2021: arXiv:2111.03606
[7] Farr W M, Stevenson S, Miller M C, et al. Nature, 2017, 548(7667): 426
[8] Mandel I, de Mink S E. MNRAS, 2016, 458(3): 2634
[9] Belczynski K, Ryu T, Perna R, et al. MNRAS, 2017, 471(4): 4702
[10] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Physical Review X, 2016, 6(4): 041015
[11] Abbott R, Abbott T D, Abraham S, et al. Physical Review X, 2021, 11(2): 021053
[12] Heger A, Fryer C L, Woosley S E, et al. ApJ, 2003, 591(1): 288
[13] O'Connor E, Ott C D. ApJ, 2011, 730(2): 70
[14] Özel F, Psaltis D, Narayan R, et al. ApJ, 2010, 725(2): 1918
[15] Li G P, Lin D B, Yuan Y. Phys Rev D, 2023, 107(6): 063007
[16] Zhang S N, Cui W, Chen W. ApJ, 1997, 482(2): L155
[17] Tanaka Y, Nandra K, Fabian A C, et al. Nature, 1995, 375(6533): 659
[18] Gou L, McClintock J E, Reid M J, et al. ApJ, 2011, 742(2): 85
[19] Uttley P, Cackett E M, Fabian A C, et al. A&A Rev, 2014, 22: 72
[20] McKinney J C, Tchekhovskoy A, Blandford R D. MNRAS, 2012, 423(4): 3083
[21] McClintock J E, Narayan R, Steiner J F. Space Sci Rev, 2014, 183(1-4): 295
[22] Zhang X, Lu Y. ApJ, 2019, 873(2): 101
[23] Abbott R, Abbott T D, Abraham S, et al. ApJ, 2020, 900(1): L13
[24] Belczynski K, Klencki J, Fields C E, et al. A&A, 2020, 636: A104
[25] Belczynski K, Heger A, Gladysz W, et al. A&A, 2016, 594: A97
[26] Portegies Zwart S F, McMillan S L W, Gieles M. ARA&A, 2010, 48: 431
[27] Downing J M B, Benacquista M J, Giersz M, et al. MNRAS, 2010, 407(3): 1946
[28] Ziosi B M, Mapelli M, Branchesi M, et al. MNRAS, 2014, 441(4): 3703
[29] Rodriguez C L, Morscher M, Pattabiraman B, et al. Phys Rev Lett, 2015, 115(5): 051101
[30] McKernan B, Ford K E S, Lyra W, et al. MNRAS, 2012, 425(1): 460
[31] Sigurdsson, Steinn, Hernquist, Lars. Nature, 1993, 364: 423
[32] Stone N C, Metzger B D, Haiman Z. MNRAS, 2017, 464(1): 946
[33] Mapelli M. Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 2020, 7: 38
[34] de Mink S E, Mandel I. MNRAS, 2016, 460(4): 3545

[35] Belczynski K, Heger A, Gladysz W, et al. A&A, 2016, 594: A97
[36] Rodriguez C L, Haster C J, Chatterjee S, et al. ApJ, 2016, 824(1): L8
[37] Antonini F, Murray N, Mikkola S. ApJ, 2014, 781(1): 45
[38] Chen Z C, Huang Q G. ApJ, 2018, 864(1): 61
[39] Sasaki M, Suyama T, Tanaka T, et al. Phys Rev Lett, 2016, 117(6): 061101
[40] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Physical Review X, 2019, 9(3): 031040
[41] Abbott R, Abbott T D, Acernese F, et al. Physical Review X, 2023, 13(1): 011048
[42] Veitch J, Raymond V, Farr B, et al. Phys. Rev. D, 2015, 91(4): 042003
[43] Stevenson S, Berry C P L, Mandel I. MNRAS, 2017, 471(3): 2801
[44] Abbott R, Abbott T D, Abraham S, et al. ApJ, 2021, 913(1): L7
[45] Rodriguez C L, Zevin M, Pankow C, et al. ApJ, 2016, 832(1): L2
[46] Miller S, Callister T A, Farr W M. ApJ, 2020, 895(2): 128
[47] Qin Y, Fragos T, Meynet G, et al. A&A, 2018, 616: A28
[48] Fuller J, Ma L. ApJ, 2019, 881(1): L1
[49] Bavera S S, Fragos T, Qin Y, et al. A&A, 2020, 635: A97
[50] Rodriguez C L, Zevin M, Amaro-Seoane P, et al. Phys Rev D, 2019, 100(4): 043027

Progress in Constraining the Origin of Stellar Binary Black Holes via Their Spin Distribution

LU Di[1,2], CHEN Zhi-wei[1,2], YAN Chang-shuo[1,2], LU You-jun[1,2]

(1. National Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100101, China; 2. School of Astronomy and Space Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Since the first detection of GW150914, a larger amount of stellar binary black hole (sBBH) mergers have been detected by LIGO/Virgo collaboration with high confidence. By analyzing the gravitational wave (GW) signals, one can obtain crucial physical properties of these sBBH mergers, including their chirp mass, spin, and luminosity distance, etc. The origin of sBBHs may encode in the distribution of these physical properties. Here, the curent status of the study on sBBHs spins is reviewed. First, various formation mechanisms of sBBHs are briefly introduced, and these mechanisms include: 1) sBBHs are formed via the evolution of massive binary stars (EMBS channel); 2) sBBHs are formed via the dynamical interactions with surrounding (compact) stars in dense stellar clusters (dynamical channel); etc. The origin of spins for sBBHs originated from the black hole formation processes is also introduced. One may expect that the spin distributions resulting from different sBBH formation channels are different. For example, the two components of each sBBH resulting from the EMBS channel have spins more or less aligned with each other, while they may be randomly distributed if the sBBH is resulting from the dynamical channel. Therefore, the spin distribution obtained from GW observations may be used to distinguish the EMBS

channel from the dynamical channel and further reveal the origin of sBBHs. The general methods for constraining the origin of sBBHs via their spin distribution are then introduced. The results obtained by recent works using the GW observations of sBBHs (GWTC) are summarized. Finally, a summary and a short prospect are given for the future demography study of the sBBH spins measured by next generation ground-based GW detectors.

Key words: gravitational wave astronomy; gravitational wave Sources; black holes